

掺 Er³⁺ 飞秒光纤放大器的特性研究*

郑瑶雷 赵卫 王贤华 陈国夫 王屹山 王治平

(中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学技术国家重点实验室, 西安 710068)

摘要 依据二能级速率方程和光传输方程, 理论计算了Er³⁺ 光纤放大器中Er³⁺ 光纤的最佳长度L_c. 以全光纤飞秒激光器输出的孤子脉冲作为种子源, 以理论值L_c 作为实际采用的光纤长度, 实验测量了Er³⁺ 光纤放大器在同向泵浦和反向泵浦下信号光的输出功率, 得到同向泵浦的增益为20.0 dB, 反向泵浦的增益为20.2 dB. 同时测量了脉冲宽度随泵浦功率的变化, 实验结果表明, 随着泵浦功率的增大, 输出光脉冲的宽度的压缩效应经历逐渐增强后逐渐减弱的过程. 在同向泵浦方式下, 可以得到更短的输出脉宽, 其最短脉冲宽度为260 fs.

关键词 Er³⁺ 光纤放大器; 飞秒脉冲放大; 最佳长度

中图分类号 TN248 **文献标识码** A

0 引言

以飞秒激光光学技术为核心的现代超快光学技术是目前国际上一个非常活跃的前沿研究领域^[1,2]. 半导体激光抽运的光纤飞秒激光器和放大器系统具有全固化、稳定性好、效率高等特点, 是一种可仪器化高效的新型飞秒光源, 在光学 CT、超快光电子学测量、高时间、空间分辨测量技术、单分子探测等领域具有重要的应用价值.

对于掺 Er³⁺ 光纤放大器 (EDFA), 人们已做了大量的理论和实验研究^[3-5], 依据速率方程和传输方程建立了 Er³⁺ 光纤放大器的理论模型, 文献[4]、[5]对放大器进行了解析求解和数值模拟. 文献[6]采用两段级联结构, 得到了大功率输出, 但其信号源为连续光. 本文以全光纤飞秒激光器输出的孤子脉冲作为种子源, 着重研究了掺 Er³⁺ 光纤放大器中飞秒孤子脉冲的放大特性.

1 理论分析

在玻璃或晶体受主中, Er³⁺ 能级受到周围电场或一个扰动的影 响, 能级产生斯塔克分裂, 导致能级展宽. 均匀展宽模型能够较好的与实验符合, 文中采用均匀展宽模型对 Er³⁺ 激光系统的能级结构进行分析.

在 980 nm 激光泵浦下, Er³⁺ 是三能级激光系统, 如图 1 所示, 粒子首先从基态⁴I_{15/2} 跃迁到激发态⁴I_{11/2}, 然后很快从激发态⁴I_{11/2} 无辐射跃迁到亚稳态⁴I_{13/2}, 形成粒子数反转. 图中 τ₃₂ 为 N₃ 能级至 N₂

能级的弛豫时间, τ₂₁ 为 N₂ 能级到 N₁ 能级的弛豫时间. τ₂₁ 典型值为 10 ms 左右, τ₃₂ 为 ns 量级, 由于 τ₂₁ ≫ τ₃₂, N₃ 能级上粒子数近似为零, 所以可近似用二能级来描述.

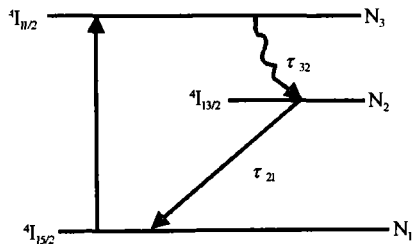


图 1 Er³⁺ 能级简图

Fig. 1 Er³⁺ energy level sketch

Er³⁺ 激光系统的二能级速率方程可表示为^[4]

$$\frac{dN_2(z,t)}{dt} = \frac{\Gamma_p \sigma_{ap} [P_p^+(z) + P_p^-(z)]}{A_c h\nu_p} N_1(z,t) + \frac{\Gamma_s \sigma_{sa} P_s(z)}{A_c h\nu_s} N_1(z,t) - \frac{\Gamma_s \sigma_{sa} P_s(z)}{A_c h\nu_s} N_2(z,t) - A_{21} N_2(z,t) \quad (1)$$

$$N_1(z,t) + N_2(z,t) = N_0 \quad (2)$$

光传输方程可表示为

$$\frac{dP_p^+(z)}{dz} = \mp \Gamma_p \sigma_{ap} N_1(z,t) P_p^+(z) \quad (3)$$

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = \Gamma_s [\sigma_{sa} N_2(z,t) - \sigma_{sa} N_1(z,t)] P_s(z) \quad (4)$$

式中 N₁(z,t)、N₂(z,t) 分别表示基态和亚稳态的粒子数密度, N₀ 为 Er³⁺ 掺杂密度; P_p⁺(z)、P_p⁻(z) 分别表示泵浦光、信号光功率; “+”号代表泵浦光与信号光的传输方向一致, “-”号表示泵浦光与信号光的传输方向相反. hν_p、hν_s 分别为泵浦光和信号光光子能量; A_c 表示纤芯掺杂的有效面积; 自发跃迁几率 A₂₁ = 1/τ₂₁, Γ_s、Γ_p 代表信号光和泵浦光模场与纤芯掺杂区的重叠积分因子, 其值随掺杂半径而变.

*中国科学院重点项目资助 (KJ952-J1-705)
Tel: 028-85100625 Email: yaoleiz@sohu.com
收稿日期: 2003-04-21

σ_{ap} 、 σ_{as} 分别为基态对泵浦光和信号光的吸收截面， σ_{es} 为激发态的受激发射截面。

在稳态条件下，有 $dN_2(z, t)/dt = 0$ ，并且各物理量均与时间无关，通过求解式(1)、(2)，可分别得到亚稳态粒子数 $N_2(z)$ 和基态粒子数 $N_1(z)$ 的表达式

$$N_2(z) = \frac{\frac{\Gamma_p \sigma_{ap} [P_p^+(z) + P_p^-(z)]}{A_c h \nu_p} N_0 + \frac{\Gamma_s \sigma_{as} P_s(z)}{A_c h \nu_s} N_0}{\frac{\Gamma_p \sigma_{ap} [P_p^+(z) + P_p^-(z)]}{A_c h \nu_p} + \frac{\Gamma_s \sigma_{as} P_s(z)}{A_c h \nu_s} + \frac{\Gamma_s \sigma_{es} P_s(z)}{A_c h \nu_s} + \frac{1}{\tau}} \quad (5)$$

$$N_1(z) = N_0 - N_2(z) \quad (6)$$

将式(5)、(6)代入式(3)、(4)，可得泵浦光 $P_p(z)$ 和信号光 $P_s(z)$ 沿光纤传输方向 z 变化的常微分方程组

$$\frac{dP_p^{\pm}(z)}{dz} = \mp \Gamma_p \sigma_{ap} \left\{ N_0 - \frac{\frac{\Gamma_p \sigma_{ap} [P_p^+(z) + P_p^-(z)]}{A_c h \nu_p} N_0 + \frac{\Gamma_s \sigma_{as} P_s(z)}{A_c h \nu_s} N_0}{\frac{\Gamma_p \sigma_{ap} [P_p^+(z) + P_p^-(z)]}{A_c h \nu_p} + \frac{\Gamma_s \sigma_{as} P_s(z)}{A_c h \nu_s} + \frac{\Gamma_s \sigma_{es} P_s(z)}{A_c h \nu_s} + \frac{1}{\tau}} \right\} \cdot P_p^{\pm}(z) \quad (7)$$

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = \Gamma_s \left\{ \sigma_{es} \cdot \frac{\frac{\Gamma_p \sigma_{ap} [P_p^+(z) + P_p^-(z)]}{A_c h \nu_p} N_0 + \frac{\Gamma_s \sigma_{as} P_s(z)}{A_c h \nu_s} N_0}{\frac{\Gamma_p \sigma_{ap} [P_p^+(z) + P_p^-(z)]}{A_c h \nu_p} + \frac{\Gamma_s \sigma_{as} P_s(z)}{A_c h \nu_s} + \frac{\Gamma_s \sigma_{es} P_s(z)}{A_c h \nu_s} + \frac{1}{\tau}} - \sigma_{as} [N_0 - \frac{\frac{\Gamma_p \sigma_{ap} [P_p^+(z) + P_p^-(z)]}{A_c h \nu_p} N_0 + \frac{\Gamma_s \sigma_{as} P_s(z)}{A_c h \nu_s} N_0}{\frac{\Gamma_p \sigma_{ap} [P_p^+(z) + P_p^-(z)]}{A_c h \nu_p} + \frac{\Gamma_s \sigma_{as} P_s(z)}{A_c h \nu_s} + \frac{\Gamma_s \sigma_{es} P_s(z)}{A_c h \nu_s} + \frac{1}{\tau}}] \right\} \cdot P_s(z) \quad (8)$$

2 数值模拟与实验结果

2.1 光纤最佳长度 L_c 的理论分析和计算

在实验中，输入的信号光的重复频率为 20.84 MHz，脉宽为 420 fs。相邻两脉冲在时域上的间隔为 50 ns，远小于 N_2 能级至 N_1 能级的纵向弛豫时间 τ_{21} (约 10 ms)。因此在只求放大信号光的平均功率、而不考虑单脉冲放大的条件下，可用稳态方程求解。

以输入初始泵浦光功率 $P_p = 100$ mW，信号光功率 $P_s = 140$ μ W 作为初值，依据方程组(7)和(8)，数值计算得到在同向泵浦下信号光功率 $P_s(z)$ 和泵浦光功率 $P_p(z)$ 随光纤长度 z 的变化曲线，如图2所示。计算中所用到的参量见表1。所用的光

纤为加拿大 INO 公司生产，型号为 Er-402K15YZ。从图2可以看出，信号光功率沿光纤长度 z 逐渐增大，传输至 10 m 处，功率放大至最大，然后开始下降，功率放大最大处的长度 10 m，即为 Er³⁺ 掺杂光纤的最佳长度 L_c 。从式(4)也可以定性的看出，当信号光沿着超过最佳长度的那段光纤传输时，由于泵浦光功率的衰减，相应抽运到 N_2 上的粒子数减少，从而使方程右边第一项信号光的发射系数小于第二项信号光的吸收系数，表现为泵浦光功率降到泵浦阈值以下，这不但不能形成 Er³⁺ 的粒子数反转分布，反而使信号光被吸收，因此信号光沿着光纤传输时功率不增大反而减小。同时若光纤太短，对泵浦光吸收太少，泵浦光的利用效率降低。因此只有选择合适的光纤长度，才能使光功率得到最有效的放大。在我们的实验中就以理论值 10 m 作为实际采用的光纤长度。

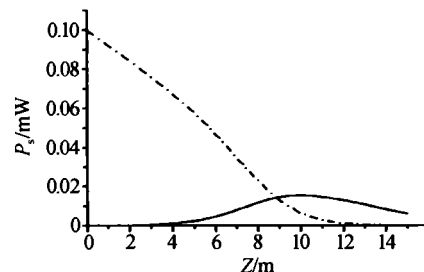


图2 同向泵浦下，Er-402K15YZ 掺杂光纤，信号光(实线)和泵浦光(点划线)功率随光纤长度 z 的变化曲线。
 $P_p = 100$ mW, $P_s = 140$ μ W

Fig. 2 Er-402K15YZ doped fiber, signal (solid) amplification and pumping (dot dash) attenuation versus the fiber length with forward pumping case. $P_p = 100$ mW, $P_s = 140$ μ W

表1 放大器的部分参量(部分由加拿大 INO 公司提供,其余出自参考文献[4])

参量	数值大小
ν_p /Hz	3.06×10^{14} ($\lambda_p = 980$ nm)
ν_s /Hz	1.91×10^{14} ($\lambda_s = 1531$ nm)
光纤参量	Er-402K15YZ
Γ_p	0.7
Γ_s	0.5
N_0/m^{-3}	1.21×10^{25}
A_c/m^2	2.52×10^{-11}
τ/ms	11.4
σ_{ap}/m^2	3.80×10^{-25}
σ_{as}/m^2	3.90×10^{-25}
σ_{es}/m^2	3.90×10^{-25}

2.2 飞秒光纤放大器输出功率

掺 Er³⁺ 飞秒光纤同向泵浦放大器系统的实验原理图如图3所示。全光纤飞秒激光器输出的孤子脉冲作为种子源，其波长为 1531 nm，自相关法测得的脉冲宽度 310 fs，重复频率 20.84 MHz，平均输出功率 209 μ W，激光器的特性详见文献[7]。在经历

了光纤隔离器、波分复用后,进入掺 Er^{3+} 光纤的信号光功率为 $140 \mu\text{W}$,光脉冲被展宽为 420fs . 放大器的泵浦源为 976nm 的带尾纤半导体激光器,考虑到尾纤输出端与波分复用器 980nm 端的焊接损耗,实际输入到掺 Er^{3+} 光纤的功率最大可达 100mW . 放大后的信号光经过双色镜滤去残余的泵浦光. 实验中,为与同向泵浦的实验值进行对比,我们同时进行了反向泵浦放大的实验研究. 放大后的信号光功率 P_{out} 随输入泵浦光功率 P_{p} 的变化如图 4 所示. 可以得到,同向和反向泵浦时信号光最大功率输出分别为 14.1mW 和 14.6mW ,增益分别为 20.0dB 和 20.2dB . 另外,不难看出,反向泵浦效率要稍高于同向泵浦,这是反向泵浦的散射损耗小于同向泵浦的散射损耗的结果.

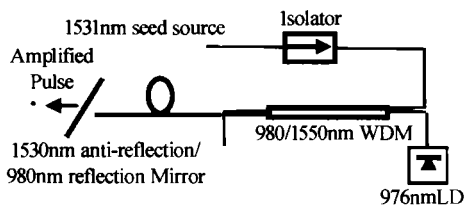


图 3 飞秒脉冲光纤放大器同向泵浦的实验原理
Fig. 3 Schematic of femtosecond fiber amplifier with forward pumping case

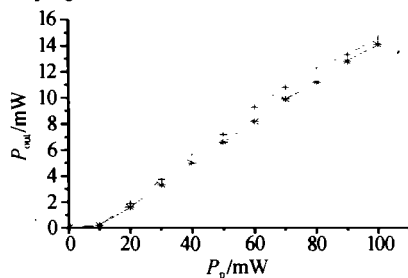


图 4 Er-402K15YZ 掺杂光纤,放大后信号光功率 P_{out} 随输入泵浦光功率 P_{p} 的变化. '+' 为反向泵浦实验值, '*' 为同向泵浦实验值. $P_{\text{s}} = 140 \mu\text{W}$, 光纤长度 $L_{\text{c}} = 10 \text{m}$

Fig. 4 Er-402K15YZ doped fiber, signal amplification versus pumping power. '+' represent backward pumping, '*' represent forward pumping. $P_{\text{s}} = 140 \mu\text{W}$, fiber length $L_{\text{c}} = 10 \text{m}$

2.3 脉冲宽度随泵浦光功率的变化

为研究放大器输出光脉冲宽度与泵浦光功率的关系,我们进行了同向泵浦和反向泵浦的实验. 实验得到在同向泵浦和反向泵浦下,光纤放大器输出的光脉冲宽度与泵浦光功率的关系如图 5 所示. 可以看出,无论是同向泵浦还是反向泵浦,输出光脉冲的宽度随着泵浦光功率的增大都是先呈压缩趋势. 当泵浦光到达一定值时,光脉冲的宽度随泵浦光功率的进一步增大,压缩效应变弱,输出脉冲逐渐变宽. 由图 5 可知,同向泵浦下,当泵浦功率达 90mW 时,脉冲的宽度最短,其脉冲宽度为 260fs . 反向泵浦下,当泵浦功率达 46mW 时,脉冲的宽度最短,其脉

冲宽度为 290fs . 这种现象的物理机制可解释为:其中脉冲变短是由于放大后的光孤子脉冲的峰值功率增大,脉冲为维持其原 N 阶孤子形态传输,从而使脉冲的宽度发生窄化. 这从孤子传输的脉冲峰值功率和脉宽的关系式(9)和式(10)看出^[8]

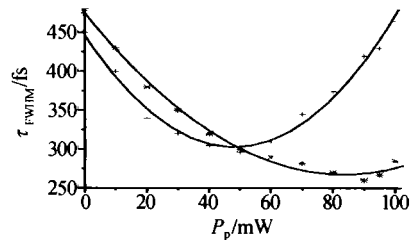


图 5 Er-402K15YZ 掺杂光纤,同向泵浦(*)和反向泵浦(+)下脉冲宽度 τ_{FWHM} 随输入泵浦光功率 P_{p} 的变化实验测量值,实线为其二次拟合曲线

Fig. 5 Er-402K15YZ doped fiber, pulse width τ_{FWHM} versus pumping power P_{p} with the forward(*) and backward(+) pumping case in experiment, solid line represent fitting line

$$P_1 \approx 3.11 |\beta_2| / \gamma \tau_{\text{FWHM}}^2 \quad (9)$$

式(9)为基态孤子传输的脉冲峰值功率和脉宽的关系,其中 β_2 为光纤的群速度色散参量, γ 为光纤的非线性参量, τ_{FWHM} 为光脉冲的宽度.

$$P_N \approx 3.11 N^2 |\beta_2| / \gamma \tau_{\text{FWHM}}^2 = N^2 P_1 \quad (10)$$

式(10)为 N 阶孤子传输所需的峰值功率. 式(9)、(10)表明基态孤子和高阶孤子的峰值功率和脉冲宽度成反比关系. 在同阶孤子形态下,脉冲峰值功率增大,脉冲宽度将变窄. 脉冲在维持其原 N 阶孤子形态传输,脉宽变窄的过程中,随着峰值功率的进一步增大,孤子传输的形态同时也从低阶向高阶转化. 另外光脉冲在放大过程中,同时存在脉冲宽度被展宽的现象. 这可能是由增益色散及受激喇曼散射引起. 为此,计算了实验条件下产生 SRS 的阈值功率. SRS 的阈值功率 $(P_0)_{\text{th}}$ 满足^[8]

$$\frac{g_{\text{R}}(P_0)_{\text{th}} L_{\text{eff}}}{A_{\text{eff}}} \approx 16 \quad (11)$$

式中, $L_{\text{eff}} \approx L = 10 \text{m}$, Er^{3+} 光纤的有效面积 A_{eff} 为 $25.2 \mu\text{m}^2$, 光纤喇曼增益 g_{R} 取 $1 \times 10^{-13} \text{m/W}$, 代入式(11), 计算得阈值功率 $(P_0)_{\text{th}}$ 约为 400W . 放大后的脉冲峰值功率约为 2.7kW , 高于 SRS 的所需的阈值功率. 所以, 实验条件下能产生 SRS. 图 6 为同向泵浦飞秒脉冲放大后的光谱分布图, 图中可以看到放大后孤子脉冲的频谱中出现向长波方向的自频移现象(图中出现的两个细长尖峰), 这正是受激喇曼散射的结果.

因此,在光脉冲放大过程中,孤子光脉冲的脉宽压缩效应与增益色散及受激喇曼散射引起的脉宽展宽效应同时存在的. 在泵浦功率比较低时,孤子压缩作用占主要地位,放大后的光脉冲脉宽窄化特性

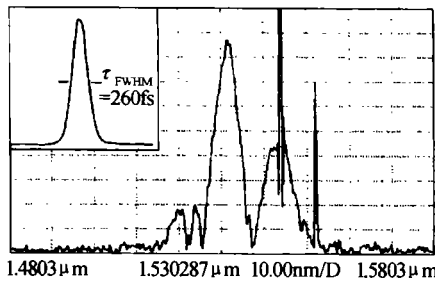


图 6 飞秒脉冲放大后的光谱分布;插图为飞秒脉冲放大后的光脉冲的强度自相关曲线

Fig. 6 Spectrum distribution of femtosecond signal amplification; The inset is the corresponding SHG autocorrelation trace of the amplified pulse

比较明显. 随着泵浦功率的增加, 光脉冲的峰值功率变大, 由增益色散和受激喇曼散射导致的脉宽展宽效应越来越强, 使放大后的脉冲宽度的窄化趋势变弱.

3 结论

本文以理论计算值 L_c 作为光纤放大器实际采用的光纤长度, 实验研究了放大器的输出功率和脉冲宽度随泵浦光功率的变化. 实验结果表明, 同向泵浦下信号光的输出功率低于反向泵浦的信号光输出功率; 不论是在同向和还是反向泵浦下, 随泵浦光功率的增大, 输出光脉冲宽度的压缩效应都经历先逐渐增强后逐渐减弱的过程.

参考文献

- Galvanauskas A, Fermann M E, Harter H. High power amplification of femtosecond optical pulses in a diode pumped fiber system. *Opt Lett*, 1994, **19**(16): 1201 ~ 1203
- Fermann M E, Galvanauskas A, Sucha G, et al. Fiber laser for ultrafast optics. *Appl Phys (B)*, 1997, **65**(2): 259 ~ 262
- Saleh A A M, Jopson R M, Evankow J D, et al. Modeling of gain in erbium doped fiber amplifiers. *IEEE Photon Technol Lett*, 1990, **2**(10): 714 ~ 717
- 杜戈果, 陈国夫. 980 nm 泵浦掺铒光纤放大器增益特性的理论研究. *中国科学 A 辑*, 1998, **28**(6): 535 ~ 541
Du G G, Cheng G F. *Science in China A*, 1998, **28**(6): 535 ~ 541
- Hardy A. Signal amplification in strongly pumped fiber amplifiers. *J Quantum Electronics*, 1997, **33**(3): 307 ~ 313
- 唐平生, 刘小明, 刘丹, 等. 混合抽运两段级联掺 Er^{3+} 光纤放大器实验研究. *光学学报*, 1997, **17**(4): 472 ~ 475
Tang P S, Liu X M, Liu D, et al. *Acta Optica Sinica*, 1997, **17**(4): 472 ~ 475
- 刘东峰, 陈国夫, 王贤华. 自起振被动锁模掺 Er^{3+} 光纤环形腔孤子激光器的实验研究. *中国科学 (A 辑)*, 1999, **29**(7): 656 ~ 661
Liu D F, Cheng G F, Wang X H, et al. *Science in China A*, 1999, **29**(7): 656 ~ 661
- 胡国峰, 黄超, 译. 非线性光纤光学. 天津: 天津大学出版社, 第五章, 1992
Hu G J, Huang C. Translation. *Nonlinear Fiber Optics*. Tianjin: Tianjin University Press, Chapter 5, 1992

The Characters of Femtosecond Er^{3+} Doped Fiber Amplifier

Zheng Yaolei, Zhao Wei, Wang Xianhua, Chen Guofu, Wang Yishan, Wang Zhiping
State Key Laboratory of Transient Optics and Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710068

Received date: 2003-04-21

Abstract Basing on two energy level rate equation and propagation equation, the optimum fiber length L_c of Er^{3+} doped fiber amplifier was theoretically calculated. In our experiments, the seed source was generated by the femtosecond soliton pulse of a self-starting pulse mode-locked Er -doped fiber laser. The Er^{3+} fiber length is selected according to L_c . The amplified signal light power both with forward pumping and backward pumping was measured. The gain is 20.0 dB with forward pumping and 20.2 dB with backward pumping. It indicates that the pulse duration varied as the pumping power is increasing, and the shortest pulse duration is 260 fs with forward pumping.

Keywords Er^{3+} doped fiber amplifier; Femtosecond pulse amplification; Optimum fiber length



Zheng Yaolei was born in July 1978. He graduated from photoelectricity department of Zhejiang University and obtained the B. S. degree in 2000. He is working towards the Master degree in State Key Laboratory of Transient Optics and Technology, Xi'an institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences. His research is in the area of double cladding fiber amplifier based on chirp technology.